

Aplikace matematiky

Bohumil Kvasil

Příspěvek k určení fázové rychlosti šíření elektromagnetické vlny v urychlovacím vedení

Aplikace matematiky, Vol. 7 (1962), No. 5, 375–386

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/102819>

Terms of use:

© Institute of Mathematics AS CR, 1962

Institute of Mathematics of the Czech Academy of Sciences provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This document has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://dml.cz>

PŘÍSPĚVEK K URČENÍ FÁZOVÉ RYCHLOSTI ŠÍŘENÍ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY V URYCHLOVACÍM VEDENÍ

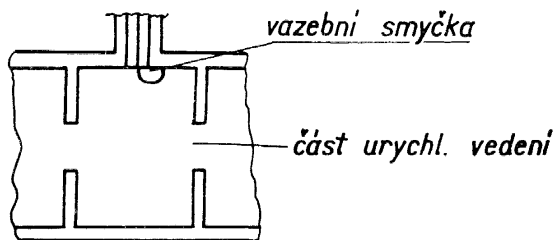
BOHUMIL KVASIL

(Došlo dne 15. května 1961.)

Je uvedena metoda měření fázové rychlosti šíření elektromagnetické vlny v nehomogenním vedení pomocí odrazového pístu, založená na involutorních vlastnostech bodových množin na kružnici činitele odrazu zobrazené na Gaussově rovině.

1.

Měření fázové rychlosti šíření elektromagnetické vlny v urychlovacím vedení vysokofrekvenčního lineárního urychlovače elektronů se provádí buď pomocí fázové metody nebo pomocí metody odrazového pístu. První metoda [1] spočívá v tom, že se fáze elektromagnetické vlny v urychlovacím vedení srovnává s fází elektromagnetického pole v měrném vedení. Vysokofrekvenční napětí se z urychlovacího vedení odvádí smyčkou tak, jak je znázorněno na obr. 1.



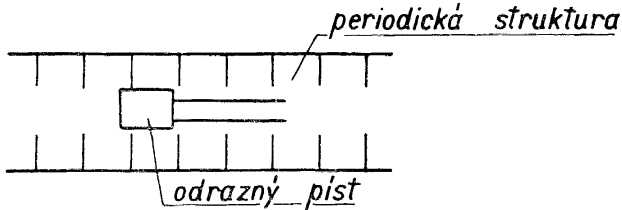
Obr. 1.

Smyčka i otvor mohou ovlivnit elektromagnetické pole ve vedení tak, že změna fázové rychlosti šíření jimi způsobená může dosáhnout hodnot, ležících mimo dovolené tolerance. Tyto nedostatky odstraníme, použijeme-li metody odrazového pístu [2], obr. 2. Odrazový píst ukončuje nakrátko urychlovací vedení. Měníme-li polohu odrazového pístu vzhledem k jistému referenčnímu místu urychlovacího vedení, mění se činitel odrazu podle zákona

$$(1) \quad \Gamma_2 = e^{2j\gamma z},$$

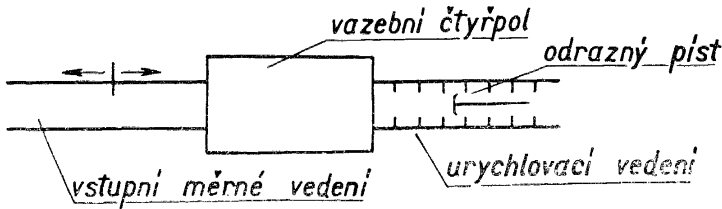
kde Γ_2 je činitel odrazu elektromagnetické vlny v urychlovacím vedení s pístem, γ fázová konstanta šíření, z vzdálenost pístu od referenčního místa.

Vztah (1) platí za předpokladu, že můžeme považovat vedení za bezztrátové.

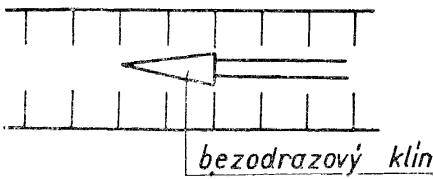


Obr. 2.

Činitel odrazu Γ_2 se přetransformuje přes vazební čtyřpól na hodnotu Γ_1 , měřenou na měrném vedení. Mění-li se poloha odrazového pístu, mění se fáze činitele odrazu Γ_2 , při čemž jeho absolutní hodnota je konstantní a je rovna jedné. Geometrické místo koncových bodů komplexního čísla Γ_2 , zobrazeného na Gaussově rovině, je kružnice. Vazební čtyřpól, charakterisovaný rozptylovou maticí, přetransformuje kružnici Γ_2 podle lineárně lomené transformace v kružnici Γ_1 (obr. 3). Z polohy kružnice Γ_1 , uvážíme-li konformnost při transformaci, lze určit vedle vlastního vazebního čtyřpólu i fázovou rychlost šíření v urychlovací trubici.



Obr. 3.



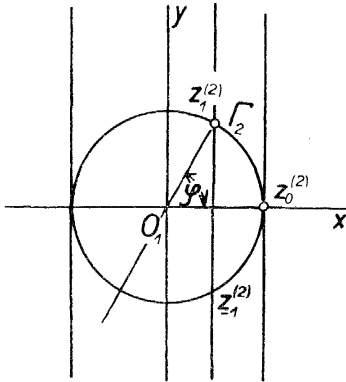
Obr. 4.

Urychlovací vedení vysokofrekvenčního urychlovače elektronů je nehomogenní vedení, neboť fázová rychlost šíření se podél vedení mění podle předepsaného zákona. Měření fázové rychlosti bude tím přesnější, čím menší úsek vedení okolo místa, kde určujeme fázovou rychlost, budeme muset prosondovat při předepsané přesnosti.

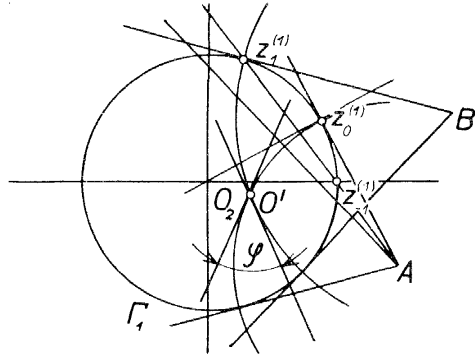
V práci [2] se postupuje tak, že provedeme dvě měření. Nejdříve určíme závislost činitele odrazu Γ_1 na poloze bezodrazového klínu, kterým je urychlovací vedení zakončeno (obr. 4). Pak určíme závislost činitele odrazu Γ_1 na poloze odrazového pístu. Z obou měření sestrojíme pro jednotlivá místa urychlovacího vedení kružnici Γ_1 , z níž určíme hledané veličiny.

Způsob měření fázové rychlosti šíření elektromagnetické vlny, uvedený v práci [2] má tu nevýhodu, že bezodrazový klín, má-li dobře impedančně přizpůsobovat, musí být dostatečně dlouhý. V tom případě je obtížné poloze bezodrazového klínu přesně předepsat místo v urychlovacím vedení, kterému by příslušely vypočtené veličiny.

V této práci je uveden způsob určení fázové rychlosti šíření v urychlovacím vedení bez použití bezodrazového klínu, pomocí odrazového pístu a to takový, že k jejímu určení je třeba jen prostor, příslušný jedné cloně urychlovacího vedení.



Obr. 5.



Obr. 6.

Považujme úsek, příslušející prostoru jedné clony za homogenní vedení. Počátek odečítání polohy odrazového pístu umístíme do středu prostoru clony. Jejím středu přísluší činitel odrazu $\Gamma_2 = e^{2jyz} = 1$. Posuneme-li bezodrazový píst do polohy $z = z_1$, bude mu příslušet činitel odrazu $\Gamma_2 = e^{2jyz_1}$. V místě $z = -z_1$ bude činitel odrazu $\Gamma_2 = e^{-2jyz_1}$. Činitel odrazu znázorňujeme na Gaussově rovině (obráz. 5).

Geometrické místo koncových bodů Γ_2 je kružnice. Páry bodů $z = z_m^{(2)}$ a $z = z_{-m}^{(2)}$ tvoří involutorní množinu. Samodružné body této množiny jsou body $z = z_0^{(2)}$ a $z = \lambda/4$, kde λ je délka vlny v urychlovacím vedení. Spojnice involutorních párů se protínají v nekonečnu ve směru osy y . Kružnice Γ_2 se transformuje pomocí vazebního čtyřpólu do kružnice Γ_1 . Involutorní páry bodové množiny na kružnici Γ_2 se transformují rovněž do involutorní množiny na kružnici Γ_1 . Z naměřených hodnot činitele odrazu Γ_1 pro polohu bezodrazového pístu v místech $z = 0$, $z = z_1$ a $z = z_{-1}$ sestrojíme kružnici Γ_1 (obráz. 6). Střed kružnice Γ_2 se transformuje do bodu O' . Paprsky OZ_0 a OZ_1 se transformují do kružnic, které se protínají v bodě O' . Protože jde o konformní zobrazení, bude úhel paprsků OZ_0 a OZ_1 a úhel, který svírají tečny kružnic, do kterých se transformují uvedené paprsky, v bodě O' stejný. Sestrojíme tedy v bodě O' ke kružnicím tečny. Nechť tečny svírají úhel φ . Pak

$$2\gamma z_1 = \varphi$$

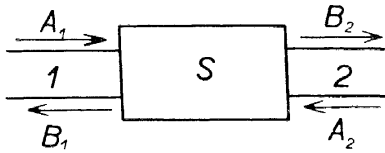
a

$$(2) \quad \gamma = \frac{\varphi}{2z_1}.$$

Tak určíme fázovou konstantu šíření γ .

2. ODVOZENÍ GEOMETRICKÉHO MÍSTA Γ_1

Na obr. 7 je schematicky znázorněno zapojení měřicího zařízení. Výstupní větev, označená 2, znázorňuje část urychlovacího vedení. Větev 1 je měrné vedení. A_1 je amplituda postupující elektromagnetické vlny ve větvi 1, B_1 amplituda odražené vlny ve větvi 1, B_2 amplituda odražené vlny ve větvi 2, A_2 amplituda postupující vlny ve větvi 2, Γ_2 činitel odrazu ve větvi 2, Γ_1 činitel odrazu ve větvi 1. Obě větve jsou spojeny vazebním čtyřpólem, charakterizovaným rozptylovou maticí \mathbf{S} . Mezi amplitudami odražené vlny ve větvi 1, 2 a mezi amplitudami postupující vlny v obou větvích platí maticový vztah



Obr. 7.

$$(3) \quad \mathbf{B} = \mathbf{S}\mathbf{A},$$

kde \mathbf{B} je sloupcová matice amplitud zpětné vlny, \mathbf{A} sloupcová matice amplitud postupné vlny.

Po rozepsání

$$(4) \quad \begin{cases} B_1 \\ B_2 \end{cases} = \begin{cases} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{cases} \begin{cases} A_1 \\ A_2 \end{cases},$$

z čehož

$$(5) \quad B_1 = S_{11}A_1 + S_{12}A_2,$$

$$(6) \quad B_2 = S_{12}A_1 + S_{22}A_2,$$

kde S_{11} , S_{12} , S_{22} jsou prvky rozptylové matice vazebního čtyřpólu.

Činitel odrazu ve větvi 2 je definován vztahem

$$\Gamma_2 = \frac{A_2}{B_2}$$

a ve větvi 1

$$\Gamma_1 = \frac{B_1}{A_1}.$$

Pak, dosazením do (5) a (6),

$$(7) \quad \Gamma_1 = \frac{a + b\Gamma_2}{1 - c\Gamma_2}$$

nebo

$$(8) \quad \Gamma_2 = \frac{a - \Gamma_1}{c\Gamma_1 - b},$$

kde $a = S_{11}$; $b = S_{12}^2 - S_{11}S_{22}$; $c = S_{22}$.

Při tom výrazy $\Gamma_1, \Gamma_2, a, b, c$ jsou obecná komplexní čísla. Pak vztahem (7) nebo (8) je určena lineární lomená transformace činitele odrazu Γ_1 v činitel odrazu Γ_2 nebo naopak. Z teorie konformního zobrazení je známo, že lineární lomená transformace převádí kružnici z jedné Gaussovy roviny v kružnici v druhé Gaussově rovině.

Je-li větev 2 zakončena nakrátko pístem, pak

$$\Gamma_2 = e^{2j\gamma z}.$$

Konečný bod komplexního čísla Γ_2 při změně souřadnice z se pohybuje po kružnici, jejíž rovnice v komplexním tvaru je

$$(9) \quad \Gamma_1 \Gamma_2^* = 1.$$

Dosadíme-li za Γ_2 příslušný výraz z (8) do (9), dostaneme po úpravě

$$(10) \quad \Gamma_1 \Gamma_1^* - \Gamma_1 \frac{a^* - b^*c}{1 - cc^*} - \Gamma_1^* \frac{a - bc^*}{1 - cc^*} + \frac{aa^* - bb^*}{1 - cc^*} = 0.$$

To je rovnice kružnice v komplexním tvaru, jejíž souřadnice středu jsou dány komplexním číslem

$$(11) \quad m = \frac{a - bc^*}{1 - cc^*}$$

a jejíž poloměr

$$(12) \quad r = \left| \frac{ac - b}{1 - cc^*} \right|.$$

Je tedy geometrické místo činitele odrazu Γ_1 při různé poloze odrazového pístu kružnice, jejíž rovnice je dána vztahem (10), souřadnice středu a poloměr vztahy (11) a (12).

3. INVOLUTORNÍ VLASTNOSTI MNOŽINY BODŮ NA KRUŽNICI Γ_1 A Γ_2

Uvažujeme homogenní vedení zakončené nakrátko odrazovým pístem (obr. 8). V počátku odečítání souřadnice z , v jejímž směru se pohybuje odrazový píst, je činitel odrazu $\Gamma_2 = 1$; v místech z_m a $-z_m$

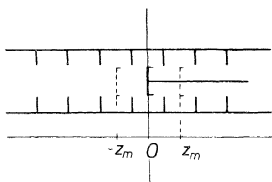
$$\Gamma_{2m}^{(1)} = e^{2j\gamma z_m}, \quad \Gamma_{2m}^{(2)} = e^{-2j\gamma z_m},$$

kde $\Gamma_{2m}^{(2)}$ je činitel odrazu v místě z_m , $\Gamma_{2m}^{(1)}$ činitel odrazu v místě $-z_m$.

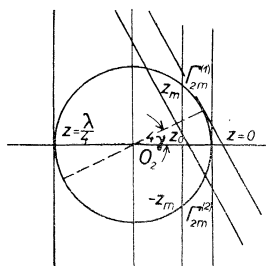
Mezi $\Gamma_{2m}^{(1)}$ a $\Gamma_{2m}^{(2)}$ platí vztah

$$(13) \quad \Gamma_{2m}^{(1)} \Gamma_{2m}^{(2)} = 1.$$

To je bilineární rovnice, definující inverzní vlastnosti mezi $\Gamma_{2m}^{(1)}$ a $\Gamma_{2m}^{(2)}$. Vztah (13), znázorněný na Gaussově rovině, je uveden na obr. 9. Koncové body komplexních čísel $\Gamma_{2m}^{(1)}$ a $\Gamma_{2m}^{(2)}$ tvoří involutorní bodovou množinu na kružnici o poloměru $r = 1$. Místům $z = 0$, kde $\Gamma_2 = 1$ nebo $z = \lambda/4$, kdy $\gamma(\lambda/4) = \pi/2$ a $\Gamma_2 = -1$, přísluší samodružné body involutorní bodové množiny na kružnici. Spojnice involutorních bodových párů se protínají v úběžníku ve směru osy y .



Obr. 8.



Obr. 9.

Komplexním číslem Γ_{2m} přiřadíme komplexní čísla Γ_1 podle transformačního vztahu (8). Uvážíme-li vztah (13), dostaneme po úpravě

$$(14) \quad \Gamma_1^{(1)} \Gamma_1^{(2)} - (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) \frac{a - bc}{1 - c^2} + \frac{a^2 - b^2}{1 - c^2} = 0,$$

kde $\Gamma_1^{(1)}$ je činitel odrazu, naměřený ve větvi 1, příslušející činiteli odrazu $\Gamma_2^{(1)}$ ve větvi 2; $\Gamma_1^{(2)}$ činitel odrazu ve větvi 1, příslušející činiteli odrazu $\Gamma_2^{(2)}$ ve větvi 2.

Vztah (14) udává jedno-jednoznačnou bodovou přibuznost mezi komplexními čísly $\Gamma_1^{(1)}$ a $\Gamma_1^{(2)}$. Jde o involutorní hyperbolicou přibuznost komplexních čísel $\Gamma_1^{(1)}$ a $\Gamma_1^{(2)}$ na kružnici, jejíž analytické vyjádření je dáno vztahem (10). Samodružným bodům involutorní množiny na kružnici Γ_2 jsou přiřazeny samodružné body involutorní množiny na kružnici Γ_1 . Jsou-li na kružnici Γ_2 samodružné body v místech $\Gamma_2 = 1$ a $\Gamma_2 = -1$, pak dosazením těchto hodnot do vztahu (7) dostaneme samodružné body involutorní bodové množiny na kružnici Γ_1 v místech

$$(15) \quad \Gamma_{1s1} = \frac{a + b}{1 - c},$$

$$\Gamma_{1s2} = \frac{a - b}{1 + c}.$$

Involutorní bodová množina na kružnici Γ_1 je znázorněna na obr. 10. Body $\Gamma_{1m}^{(1)}$ a $\Gamma_{1m}^{(2)}$ jsou obecné involutorní bodové páry. Jejich spojnice se protínají ve středu involuce mimo kružnici. Jde tedy o hyperbolicou bodovou involuci na kružnici.

Bude-li střední hodnota polohy pístu posunuta vzhledem k referenční rovině o určitou vzdálenost z_0 (obr. 9), bude involutorní množina bodů na kružnici Γ_2 určena vztahem

$$(16) \quad \Gamma_2^{(1)}\Gamma_2^{(2)} = e^{4j\gamma z_0}$$

se samodružnými body v místech $z = z_0, z = z_0 + \lambda/2$, kde λ je délka vlny ve vedení. Pak

$$\begin{aligned} \Gamma_{2s1} &= e^{2j\gamma z_0}, \\ \Gamma_{2s2} &= e^{j(2\gamma z_0 + \pi)}, \end{aligned}$$

kde $\Gamma_{2s1}, \Gamma_{2s2}$ jsou samodružné body na kružnici Γ_2 .

Provedeme-li transformaci vztahu (16) do roviny Γ_1 , dostaneme involutorní hyperbolickou bodovou množinu na kružnici, určenou vztahem

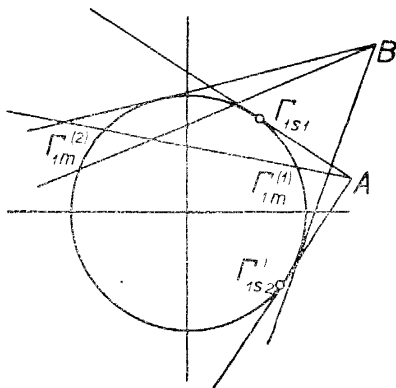
$$(17) \quad \Gamma_1^{(1)}\Gamma_1^{(2)} - (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) \frac{a - bce^{2j\gamma z_0}}{1 - c^2e^{2j\gamma z_0}} + \frac{a^2 - b^2e^{2j\gamma z_0}}{1 - c^2e^{2j\gamma z_0}} = 0$$

se samodružnými body v místech

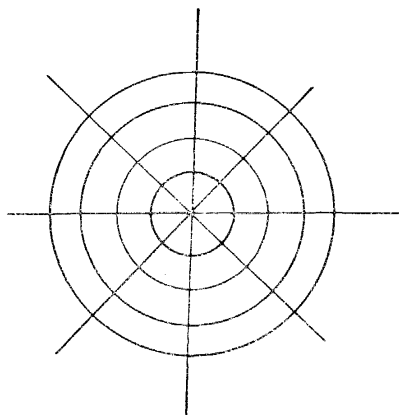
$$(18) \quad \Gamma_{1s1} = \frac{a + be^{2j\gamma z_0}}{1 - ce^{2j\gamma z_0}},$$

$$(19) \quad \Gamma_{1s2} = \frac{a - be^{2j\gamma z_0}}{1 + ce^{2j\gamma z_0}}.$$

Involutorní řada (16) a (17) je znázorněna na obr. 10.



Obr. 10.



Obr. 11.

4. TRANSFORMACE SÍTĚ KONSTANTNÍCH ABSOLUTNÍCH HODNOT ČINITELŮ ODRAZU A KONSTANTNÍCH FÁZÍ ČINITELŮ ODRAZU

Geometrickým místem konstantních absolutních hodnot činitele odrazu Γ_2 je soustava soustředných kružnic a geometrickým místem konstantních fází činitele odrazu

Γ_2 jsou paprsky, procházející středem kružnic konstantních absolutních hodnot. Soustava soustředných kružnic a soustava paprsků je vzájemně ortogonální (obr. 11). Přetřansformujeme tuto síť do roviny Γ_1 podle transformačního vztahu (8). Rovnice soustavy soustředných kružnic, vyjádřené v komplexním tvaru, jsou dány vztahem

$$(20) \quad \Gamma_2 \Gamma_2^* = A,$$

kde A je konstantní kladná veličina, udávající velikost poloměru soustředných kružnic.

Ze vztahu (20) dosazením za Γ_2, Γ_2^* příslušných výrazů z (8) dostaneme po úpravě analytické vyjádření sítě kružnic konstantních absolutních hodnot činitele odrazu Γ_2 , zobrazené do roviny Γ_1

$$(21) \quad \Gamma_1 \Gamma_1^* - \Gamma_1 \frac{a^* - Ab^*c}{1 - Acc^*} - \Gamma_1^* \frac{a - Abc^*}{1 - Acc^*} + \frac{aa^* - Abb^*}{1 - Acc^*} = 0.$$

Rovnice (21) vyjadřuje při různých hodnotách parametru A soustavu Apolloniových kružnic (obr. 12). Zvláštními případy v soustavě těchto kružnic jsou kružnice, které přísluší parametru $A = 1, A = 0$ a $A \rightarrow \infty$. Bude-li $A = 1$, bude rovnice příslušné kružnice dána vztahem (10). Bude-li $A = 0$, bude střed příslušné kružnice určen komplexním číslem $m = a$ a poloměr $r \rightarrow 0$. Jestliže $A \rightarrow \infty$, pak $m \rightarrow b/c$ a $r \rightarrow 0$. Je známo [3], že soustava Apolloniových kružnic vytíná na spojnici jejich středů involutorní hyperbolickou množinu se samodružnými body v místech, kterým v našem případě přísluší $A = 0$ a $A \rightarrow \infty$. Středů všech kružnic leží na přímce o směrnici

$$(22) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{j} \frac{(a - a^*) - \left(\frac{b}{c} - \frac{b^*}{c^*}\right)}{a + a^* - \left(\frac{b}{c} + \frac{b^*}{c^*}\right)}.$$

Radiální paprsky v ortogonální síti, znázorněné na obr. 11, se transformují rovněž v soustavu kružnic. Rovnice radiálních paprsků je dána vztahem

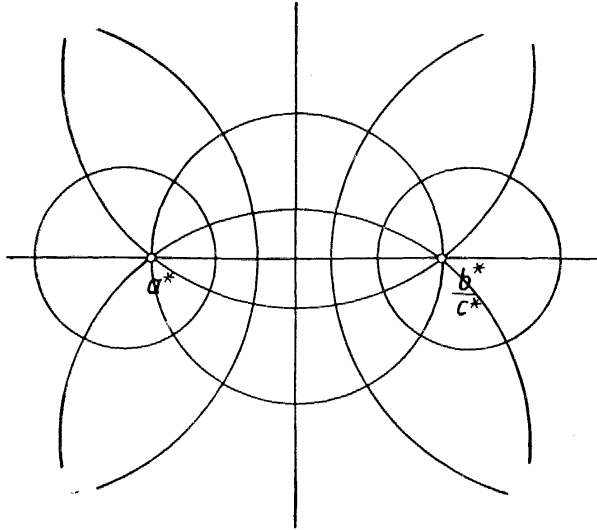
$$\frac{\Gamma_2 - \Gamma_2^*}{\Gamma_2 + \Gamma_2^*} = j \operatorname{tg} \varphi = C,$$

kde φ je směrnice paprsku, C imaginární číslo jako parametr.

Použitím vztahu (8) dostaneme po úpravě

$$(23) \quad \Gamma_1 \Gamma_1^* - \Gamma_1 \frac{[a^*c(1+C) - b^*(1-C)]}{[c(1+C) - c^*(1-C)]} - \Gamma_1^* \frac{[b(1+C) - ac^*(1-C)]}{[c(1+C) - c^*(1-C)]} + \frac{[a^*b(1+C) - b^*a(1-C)]}{[c(1+C) - c^*(1-C)]} = 0.$$

To je rovnice soustavy kružnic s parametrem C . Všechny kružnice procházejí body, určenými komplexními čísly a a b/c . Středky všech kružnic soustavy leží na symetrále spojnice obou uvedených bodů, jimiž procházejí kružnice (obr. 12).

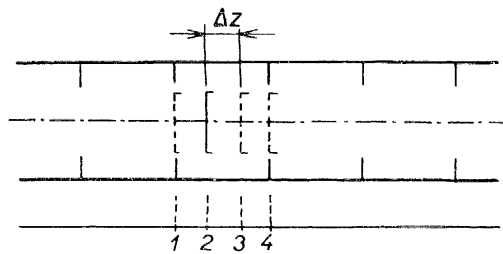


Obr. 12.

5. APLIKACE VÝSLEDKŮ, ODVOZENÝCH V ČÁSTI 2, 3, 4 PŘI URČENÍ FÁZOVÉ KONSTANTY ŠÍŘENÍ V URYCHLOVACÍM VEDENÍ

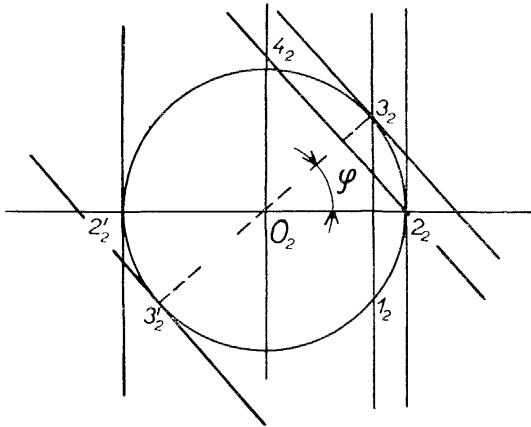
V části 1 byl naznačen postup určení fázové konstanty šíření v urychlovacím vedení. Bylo uvedeno, že je třeba najít polohu obrazu středu kružnice Γ_2 , ve kterém se protínají kružnice, zobrazující radiální paprsky konstantních fází činitele odrazu Γ_2 . K tomu, abychom určili fázovou konstantu šíření v každé cloně, musíme provést měření činitele odrazu Γ_1 pro čtyři polohy odrazového pístu v prostoru clony (obr. 13). Na obrázku jsou tyto polohy označeny čísly 1, 2, 3, 4.

Jednotlivé polohy pístu uspořádáme tak, aby byly od sebe stejně vzdáleny. Polohu pístu budeme určovat vzhledem k referenčnímu místu, které zvolíme v místě 2. Na obr. 14 jsou zobrazeny činitelé odrazu Γ_2 , příslušející uvedeným čtyřem polohám.



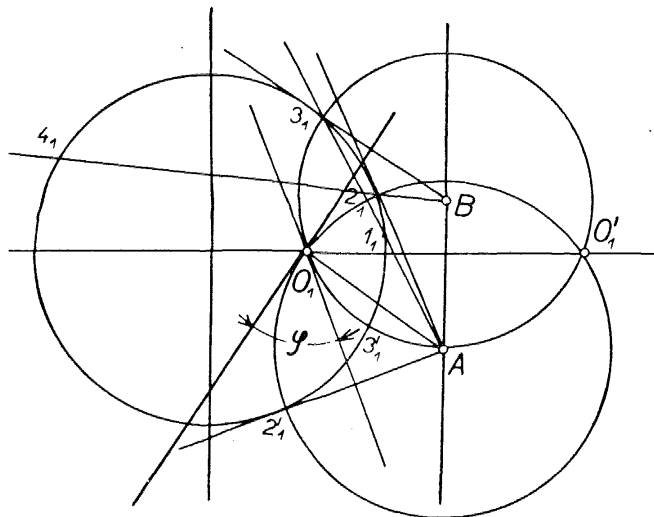
Obr. 13.

Skupinou bodů 1, 2, 3 je určena involutorní bodová množina se samodružnými body 2, 2', skupinou bodů 2, 3, 4 involutorní bodová množina se samodružnými body 3, 3'. Kružnice Γ_2 se zobrazí převedeným čtyřpólem do kružnice Γ_1 a involutorní množiny se samodružnými body 2, 2' a samodružnými body 3, 3' do involutorních hyperbolických množin se středy involuce v bodě A pro první množinu a v bodě B pro druhou množinu (obr. 15). Paprsek $\overline{2_2 2'_2}$ se zobrazí v rovině Γ_1 v kružnici, která protíná kružnici Γ_1 ortogonálně v bodech 2_1 a $2'_1$. Rovněž paprsek $\overline{3_2 3'_2}$ se zobrazí



Obr. 14.

v ortogonální kružnici vzhledem ke kružnici Γ_1 (obr. 14) se samodružnými body 3_1 a $3'_1$. Obě kružnice přísluší soustavě kružnic, jejichž analytické vyjádření je dáno obecným vztahem (23) a procházejí tedy dvěma společnými body, z nichž jeden, na obrázku označený O_1 , přísluší obrazu středu kružnice Γ'_2 a druhý, označený O'_1 přísluší bodům v nekonečnu v rovině Γ_2 . Je tedy obraz středu kružnice Γ_2 (ikonocentr) v průsečíku kružnic, zobrazujících paprsky



Obr. 15.

$\overline{2_2 2'_2}$ a $\overline{3_2 3'_2}$ z roviny Γ_2 do roviny Γ_1 . Obraz středu leží uvnitř kružnice Γ_1 .

Protože jde o konformní zobrazení, bude úhel tečen kružnic, sestrojený v bodě O_1 , stejný jako úhel paprsků $\overline{2_2 2'_2}$ a $\overline{3_2 3'_2}$. Pak

$$\varphi = 2\gamma \Delta z$$

a

$$\gamma = \frac{\varphi}{2 \Delta z},$$

kde Δz je vzdálenost polohy pístu 2 od polohy pístu 3 (obr. 13).

Úhlová vzdálenost dvou sousedních clon obvykle bývá $\pi/2$. Rozdělíme-li tuto vzdálenost na čtyři díly (čtyři polohy pístu) přísluší každému intervalu úhlová vzdálenost asi $22,5^\circ$. Mohou se tedy kružnice protínat pod úhlem $22,5^\circ$, což je dostatečně velký úhel k tomu, aby se průsečík obou kružnic určil přesně.

Uvedená metoda měření fázové konstanty šíření v urychlovacím vedení může být použita i pro určení fázové konstanty šíření obecných nehomogenních vedení.

Literatura

- [1] Линейные ускорители, Сборник статей МИФИ, Москва 1959.
- [2] Chodorov: Rev. Sc. Instr. 26, Nr. 2, 136.
- [3] B. A. Fuks, B. V. Šabat: Funkce komplexní proměnné, Praha 1953.
- [4] L. Seifert: Imaginární elementy v geometrii, Jednota mat. a fys., Praha 1941.

Резюме

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В УСКОРИТЕЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

БОГУМИЛ КВАСИЛ (Bohumil Kvasil)

Описывается метод измерения фазовой скорости распространения электромагнитной волны в неоднородном волноводе при помощи отражательного поршня, основанный на инволюционных свойствах точечных множеств на окружности коэффициента отражения, отображенной в плоскость Гаусса.

Summary

A CONTRIBUTION TO DETERMINING THE PHASE VELOCITY OF PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN NON-HOMOGENOUS CONDUCTORS

BOHUMIL KVASIL

A method is presented of measuring the phase velocity of propagation of electromagnetic waves in non-homogenous conductors; it is based on involutory properties of point sets on the circle of the reflecting factor, mapped onto the Gauss plane.

Adresa autora: Prof. dr. *Bohumil Kvasil*, FTJF, Břehová 7, Praha 1.